

МАГНИТНО-ГРАВИТАЦИОННАЯ АНАЛОГИЯ И ВОЗМОЖНЫЕ СЛЕДСТВИЯ ИЗ ОТО ДЛЯ КОСМОГОНИИ

B. D. Гурович

Тензорная природа гравитационного поля приводит даже в линейном приближении к дополнительным силам, действующим на движущуюся частицу и отсутствующим, в принципе, в ньютоновской теории тяготения.

Несколько лет назад Абдильдиным [1] были высказаны предположения относительно влияния указанных сил (аналогичных силам в поле с метрикой Лензе и Тирринга [2]) при образовании Солнечной системы. Эти силы назывались, в частности, как причина обращения планет примерно в одной плоскости. В работе [1] приведены общие формулы дальнейших приближений, найденных методами, развитыми В.А. Фоком [3].

Не выясняя причин обращения планет в одной плоскости, представляя интерес оценить величину возмущений в параметрах планет вследствие эффектов ОТО.

Для расчета предполагается исходить не из лагранжиана системы гравитирующих тел, а воспользоваться магнитно-гравитационной аналогией. Такая аналогия между электродинамикой и линейными приближениями в ОТО была указана Смородинским [4]. Доказательством этому может служить так же гравитационный Зеемановский эффект, указанный Я.Б. Зельдовичем [5]. В работе автора и Гусейнова [6] было показано, что вращение ядра звезды и ее оболочки в одном направлении приводит к дополнительной силе притяжения оболочки к ядру, аналогичной силе притяжения двух параллельных токов.

Поскольку времена обращения планет по орбитам значительно меньше характерных времен изменения наклона орбит, можно представить массу каждой планеты равномерно распределенной по ее орбите. Отсюда сила, вызванная вращением других планет и отнесенная к единице длины орбиты (в предположении, что она круглая), равна

$$f_{\text{гр}} = \left[\frac{mv}{2\pi R} \text{rot} \text{ cg} \right]. \quad (1)$$

Если бы поле было создано только центральным сферически-симметричным телом с моментом импульса M , то

$$g = \frac{2G}{c^3 r^3} [r M]. \quad (2)$$

Эта формула заведомо не подходит для нашего случая, так как Солнце обладает значительно меньшим моментом вращения по сравнению с планетами, которые и будут определять рассматриваемый эффект.

С помощью формул (1), (2) можно определить правила перехода от величины магнитостатики к гравитации. Действительно, сила приходящаяся на единицу длины проводника с током I , равна

$$f_M = \left[\frac{I}{c} \operatorname{rot} A \right], \quad (3)$$

где для векторного потенциала A имеем выражение [7]

$$A = \frac{[Mr]}{r^3}. \quad (4)$$

Здесь M – магнитный момент тока, генерирующего поле.

Из сопоставлений (1), (2) и (3), (4) следует правила перехода от магнитостатики к гравитации:

$$\frac{I/C}{2\pi R} \rightarrow a, \quad M = -\frac{1}{a} \frac{2G}{C^2} M, \quad a = \frac{2\sqrt{G}}{C}. \quad (5)$$

В (5) введен коэффициент a , так как между указанными переходами должна быть взаимная согласованность, поскольку $M = IS/C$, S – площадь, охватываемая круговым током.

После установления правил перехода интересующая нас задача может быть рассмотрена в магнитостатике, а затем делается переход к гравитации.

Рассмотрим, например, движение орбиты Меркурия (m) под влиянием вращения Юпитера (μ) – планеты с максимальным в Солнечной системе моментом орбитального вращения M_μ .

Поскольку $M_m/M_\mu \approx 4,9 \cdot 10^{-5}$, а $R_m/R_\mu \approx 7,7 \cdot 10^{-2}$, то орбиту Меркурия можно представить как "пробную рамку с током" в квазиоднородном "магнитном поле" Юпитера. Согласно правилам магнитостатики [7] момент сил, действующих на рамку с током в таком поле, равен

$$K_m = \dot{M}_m = [M_m H_\mu] I. \quad (6)$$

Для "магнитного поля", генерируемого обращением Юпитера в области движения Меркурия, согласно [7] в приближении, допускаемом отношением радиусов обеих орбит имеем: $H_\mu \approx 2\pi I_\mu / CR_\mu$, $H_{\mu z} = H_{\mu\phi} = 0$.

Здесь введена цилиндрическая система координат, связанная с плоскостью движения Юпитера.

Теперь, переходя в (6) с помощью (5) к гравитации, получим

$$\frac{dM_M}{dt} = \left[\left(\frac{2G}{C^2} R_{10}^{-3} M_{10} \right), M_M \right]. \quad (7)$$

Это уравнение означает, что M_M прецессирует вокруг M_{10} с угловой скоростью

$$\Omega_{\text{пр.}} = \frac{2G}{C^2} R_{10}^{-3} M_{10}; \quad |\Omega_{\text{пр.}}| \approx 6 \cdot 10^{-20} \text{ сек}^{-1}. \quad (8)$$

Полный оборот вектора M_M (в предположении неизменности параметров рассматриваемых планет) делает за $3,3 \cdot 10^{12}$ лет. Заметим, что это больше времени существования Солнечной системы $10^9 - 10^{10}$ лет.

Учет влияния других планет уменьшает указанное время в пределах порядка.

В случае прецессии орбиты Меркурия от Солнца \odot (метрика Лензе и Тирринга)

$$\Omega_{\text{пр.}} = \frac{2G}{C^2} R_M^{-3} M_{\odot}.$$

Эта величина примерно на порядок меньше прецессии под влиянием Юпитера.

Рассмотрим далее прецессию собственного момента вращения Земли (3) под влиянием ее орбитального движения ("спин-орбитальное взаимодействие").

Согласно магнитной аналогии для момента сил, действующих на Землю, имеем

$$K_3 = \dot{M}_3 = [M_3 H_3]. \quad (10)$$

Здесь H_3 можно представить как напряженность магнитного поля линейного тока, совпадающего по направлению со скоростью орбитального движения v_3 .

Из (10) с помощью (5) следует, что M_3 прецессирует угловой скоростью

$$|\Omega_{\text{пр.}}| = \frac{2G}{C^2} \frac{m_3 v_3}{\pi R_3 r_3} \approx 8,8 \cdot 10^{-17} \text{ сек}^{-1}. \quad (11)$$

Здесь R_3 – радиус Земной орбиты, m_3 и r_3 – масса и радиус Земли.

Согласно (11) отклонение оси Земли в столетие $\sim 0,06''$. Такие величины в принципе доступны измерению, но положение осложняется относительно большой прецессией Земли согласно законам Ньютона ($50''$, 24 в год) под влиянием притяжения Луны, Солнца и планет.

В заключение автор благодарит Я.Б. Зельдовича, предложившего использовать магнитную аналогию для оценки рассматриваемого эффекта, и А.Г. Дорошкевича за полезное обсуждение работы.

Институт физики и математики
Академии наук
Киргизской ССР

Поступило в редакцию
1 июля 1987 г.

Литература

- [1] М. Абдильдин. Вестник ЛГУ, № 22, 1964, серия физическая.
- [2] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Теория поля М., Физматгиз, 1967.
§ 89, стр.104.
- [3] В.А. Фок. Теория пространства, времени и тяготения. М., Физматгиз, 1961, гл. VII.
- [4] Я.А. Смородинский. Тезисы 2-й советской гравитационной конференции. Тбилиси, 1965, стр. 70.
- [5] Я.Б. Зельдович. Письма ЖЭТФ, 1, 40, 1965.
- [6] В.П. Гурович, О.Х. Гусейнов. Письма ЖЭТФ, 11, 113, 1965.
- [7] Л.Д. Ландау, Е.М. Лифшиц. Электродинамика сплошных сред.
Гостехиздат, 1957, гл.IV.